

О возможности накачки Xe_2^* -лазеров и ламп ВУФ диапазона в послесвечении волны размножения электронов фона

А.М.Бойченко, С.И.Яковленко

Ранее было показано, что распространение ионизации в газе при давлении порядка атмосферного может происходить не за счет переноса электронов или фотонов, а за счет размножения имеющихся электронов с малой фоновой концентрацией. Рассмотрена возможность использования плазмы, возникающей в послесвечении такой волны размножения фоновых электронов, для накачки плазменных лазеров (в частности, лазеров на эксимерах ксенона Xe_2^), а также эксиламп. Моделирование показывает, что возможно достижение лазерного эффекта на $\lambda \approx 172$ нм, а также существенное увеличение пиковой удельной мощности спонтанного излучения ксеноновых ламп*

Ключевые слова: ксеноновая лампа, эксимерный лазер, послесвечение, ВУФ излучение.

1. Введение

Как известно, лазеры с пучковой накачкой на фотодиссоциативных переходах ксенона были первыми реализованными эксимерными лазерами [1–4] (см. также недавние обзоры [5, 6] и сборник [7]). Однако многочисленные попытки накачки Xe_2^* -лазеров не пучком, а газовым разрядом были неудачны. Имеются сообщения о получении генерации в разряде на димерах Kr_2^* [8] и о наблюдении усиления на Ar_2^* [9]. Однако пока эти результаты не воспроизведены другими научными группами.

Сложность состоит, прежде всего, в высоких требованиях к удельной мощности накачки. Дело в том, что повышение температуры газа до нескольких десятых электронвольта приводит к срыву генерации за счет увеличения поглощения в реакциях фотоассоциации (подробнее см. в [5, 7]). Обычный же разряд при высоком энергокладе перегревает газ. Есть основания считать, что для накачки димеров инертных газов можно использовать реализованные недавно (см. обзор [10]) объемные наносекундные разряды с субнаносекундной длительностью фронта. Мы остановимся в основном на возможности накачки плотного ксенона.

2. О перспективности использования послесвечения волны размножения электронов фона для накачки плазменных лазеров

2.1. Волна размножения электронов фона

В работах [11, 12] обращается внимание на то, что распространение ионизации в газе при давлении порядка атмосферного может происходить не за счет переноса

электронов или фотонов, а за счет размножения имеющихся электронов с малой фоновой концентрацией. Проще говоря, разное время размножения электронов в разных точках пространства, обусловленное неоднородностью модуля напряженности поля, может порождать движение фронта ионизации, не связанное непосредственно с переносом электронов. Предварительная фоновая ионизация может обеспечиваться небольшим количеством убегающих электронов, а также естественным фоном радиоактивности и космического излучения. Формирование фона подробно рассмотрено в [12].

Волна размножения* возникает на проводящих неоднородностях, ее фронт перемещается в направлении, противоположном градиенту модуля напряженности электрического поля, а скорость пропорциональна плотности газа. При этом направление распространения волны размножения не зависит от направления электрического поля. Это позволило отказаться от фотонной гипотезы формирования стримера и предположить, что стримеры, направленные как к аноду, так и к катоду, представляют собой волну размножения [11, 12], причем образование стримера обусловлено неустойчивостью фронта волны размножения [13].

Как показывают эксперименты, при достаточно коротком (субнаносекундном) фронте импульса высокого напряжения (порядка ста киловольт) волна размножения осуществляет объемную ионизацию, а стример не успевает формироваться. В частности, наличием именно такой объемной ионизации объясняется механизм формирования мощных субнаносекундных пучков в плотных газах [10]. Генерация пучка имеет место, когда волна размножения приближается к аноду и выполняется нелокальный критерий убегания электронов [10, 14, 15].

Было показано также, что при субнаносекундном фронте импульса высокого напряжения пространственное распределение свечения плазмы между плоским и

А.М.Бойченко, С.И.Яковленко. Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Россия, 119991 Москва, ул. Вавилова, 38; e-mail: kindep@kapella.gpi.ru

Поступила в редакцию 30 июня 2005 г., после доработки – 26 апреля 2006 г.

*Мы употребляем термин «волна размножения», чтобы отличить этот процесс от обычно рассматриваемой волны ионизации, обусловленной процессами переноса (дрейфом электронов и их теплопроводностью).

сферическим (а также острым) электродами имеет объемный характер [16, 17]. При этом геометрия светящихся областей почти не меняется при смене знака подаваемого напряжения, что можно объяснить только наличием волны размножения, не зависящей от направления поля.

Отметим, что изложенная выше концепция формирования объемного разряда и сильноточного электронного пучка в плотном газе [10, 14, 15] поставлена под сомнение в работе [18], где утверждается, что теория во всех аспектах неверна, а все эксперименты сомнительны. Однако, как показано в [19, 20], ключевые критические положения работы [18] ошибочны.

Итак, объемные разряды на основе волны размножения фоновых электронов при давлении газа порядка атмосферного реализованы. Естественно рассмотреть перспективы их использования для накачки лазеров и ламп высокого давления.

2.2. Волна размножения и плазменные лазеры

Известно очень много типов разряда: тлеющий, дуговой, коронный, искровой и др. Им посвящено огромное число статей, обзоров и книг. Однако импульсный разряд, в основе которого лежит волна размножения фоновых электронов в неоднородном поле, ранее не рассматривался как отдельная форма разряда. В то же время он обладает некоторыми отличительными чертами. Для лазерной физики важно то, что плазма, формируемая этим разрядом, является переохлажденной по степени ионизации (рекомбинационно-неравновесной), а такие среды служат активной средой плазменных лазеров [7, 21, 22].

Кинетические процессы в данном разряде происходят следующим образом. На фронте волны размножения электроны перегреты. Они ускоряются в электрическом поле и ионизуют газ. За фронтом волны размножения поле экранируется плазмой, поэтому нагрев электронов полем резко уменьшается. Электроны начинают охлаждаться за счет столкновений с атомами газа. Ввиду того что при высокой плотности газа степень ионизации невелика, электроны охлаждаются до низкой температуры, ограничиваемой лишь рекомбинационным нагревом. Ситуация во многом аналогична той, которая имеет место при накачке плотного газа импульсом электронного пучка. Эти вопросы достаточно подробно рассмотрены в теории плазменных лазеров [7, 21–24].

Концентрацию электронов N_e за волной размножения можно оценить из выражения

$$E = 2\pi e r_D N_e,$$

где E – напряженность поля; $r_D = [T_e / (4\pi e^2 N_e)]^{1/2}$ – дебаевский радиус; e – заряд электрона; T_e – температура электронов. Например, при $E \sim 10^5$ В/см, $T_e \sim 1$ эВ имеем $N_e = E^2 / (\pi T_e) \sim 2 \times 10^{16}$ см $^{-3}$. Близкие значения дает расчет распространения волны размножения в атмосфере ксенона между проволокой и цилиндром [7, 10, 14, 15, 25] на основе диффузионно-дрейфовой модели для ксенона, развитой в [26].

Следует отметить, что при использовании электронно-пучковой накачки для создания плазмы с такой плотностью требуются очень интенсивные электронные пучки с плотностью тока $j \sim 100$ кА/см 2 . Генерация же на эксимерах Xe_2^* была получена уже при $j \sim 100$ А/см 2 .

Размеры области переохлажденной плазмы определяются скоростью волны размножения. Согласно расче-

там по аналитическим формулам, предложенным в работах [11, 12], моделированию на основе диффузионно-дрейфовой модели [7, 10, 14, 15, 25], а также результатам экспериментов [7, 10], при напряжении ~ 100 кВ за время менее 1 нс волна размножения проходит расстояние $d \sim 1$ см. Таким образом, можно рассчитывать на поперечные размеры активной среды порядка 1 см.

Охлаждение электронов происходит за счет неупругих и упругих столкновений. Время охлаждения до температуры $T_e \sim 0.1$ эВ в атмосфере гелия составляет ~ 10 нс, а в атмосфере ксенона оно равно ~ 100 нс (подробнее см. ниже результаты расчетов). Поэтому при использовании ксенона в качестве активной среды лазеров для ускорения охлаждения и интенсификации рекомбинации целесообразно добавлять гелий. Однако главная причина предлагаемого разбавления ксенона гелием состоит в том, что однородный разряд в ксеноне сложнее реализовать.

Из сказанного выше следует, что плазма послесвечения волны размножения фоновых электронов перспективна для получения лазерной генерации на тех переходах, на которых наблюдалась генерация в плотном газе при накачке электронным пучком и в послесвечении импульсного разряда [7]:

- на переходах атома ксенона (это реализовано в работе [27]);
- на переходах атома неона в пенningовских смесях с водородом и аргоном;
- на переходах ионов металлов (кадмий, цинк, стронций, кальций) в смеси с плотными инертными газами;
- на переходах оксиплексных молекул (KrF , XeCl и др.);
- на переходах димеров инертных газов (Xe_2 , Kr_2 , Ar_2).

В то же время отметим, что газоразрядные лазеры, работающие в режиме перехода газ–плазма (т. е. в ионизационно-неравновесной плазме), в частности лазеры на самоограниченных переходах, в отличие от плазменных лазеров, работающих в режиме перехода плазма–газ (т. е. в рекомбинационно-неравновесной плазме; подробнее см. в [7, 21–24]), неперспективны для накачки разрядом на основе волны размножения. Например, предпринятая в работе [27] попытка запустить азотный лазер при использовании разряда с волной размножения не дала положительного результата.

Здесь мы ограничимся рассмотрением возможности накачки Xe_2^* .

3. Моделирование послесвечения Xe_2^*

Как указано выше, после прохождения в газе волны размножения, по оценкам, должна сформироваться некоторая достаточно высокая концентрация электронов. При этом моделирование можно осуществить, либо просто задавая необходимую начальную концентрацию электронов, либо моделируя внешний источник жесткой ионизации, обеспечивающий необходимую концентрацию электронов за короткое время. В работе выбран второй путь, т. е. начальная концентрация электронов обеспечивается фиктивным электронным пучком.

Рассматривалось послесвечение плазмы ксенона с начальной концентрацией электронов, соответствующей приведенным выше оценкам для разряда с волной размножения электронов фона. Использовалась кинетиче-

ская модель смеси ксенона и гелия, описанная в работе [28]*. Исследовался режим слабого воздействия усиленного спонтанного излучения на населенности уровней димера Xe_2^* . Считалось, что начальная концентрация электронов создается импульсом внешнего пучка электронов. Воздействие пучка характеризовалось частотой ионизации $\nu = 2\sigma j/e$, где σ – сечение ионизации. Аналогично вводились частоты возбуждения пучком из основного состояния. При этом энергоклад в соответствующую газовую компоненту дается выражением

$$W = E_p \nu N,$$

где E_p – энергия, затрачиваемая на образование пары электрон–ион ($E_p = 22$ эВ для ксенона и 46 эВ для гелия); N – концентрация ионизуемых атомов. Зависимость частоты ионизации ν от времени, для простоты, считалась колоколообразной. Длительность пучковой накачки выбиралась достаточно малой по сравнению с характерными временами развития послесвечения. Плотность тока задавалась такой, чтобы обеспечить создание заданной концентрации электронов.

В кинетических уравнениях баланса числа частиц учитывались 17 компонентов: ионы и возбужденные состояния атомов и молекул ксенона и гелия. Кроме того, рассматривались уравнения теплового баланса для электронной и газовой температур.

При описании спонтанного излучения учитывались два состояния димера ксенона – резонансное ($\text{Xe}_2(^1\Sigma_u^+)$) и метастабильное ($\text{Xe}_2(^3\Sigma_u^+)$), дающие вклад в рассматриваемую полосу излучения. При этом для вычисления удельных мощностей спонтанного излучения использовались выражения

$$Q_1 = A_1 \hbar \omega [\text{Xe}_2(^1\Sigma_u^+)], \quad Q_2 = A_2 \hbar \omega [\text{Xe}_2(^3\Sigma_u^+)],$$

$$Q = Q_1 + Q_2,$$

где $A_1 = 1.82 \times 10^8 \text{ c}^{-1}$, $A_2 = 10^7 \text{ c}^{-1}$ – скорости спонтанного распада; $[\text{Xe}_2(\dots)]$ – населенности соответствующих димеров. Эффективность преобразования введенной в среду энергии в спонтанное излучение η определялась как

$$\eta = \frac{\int_0^\infty Q dt}{\int_0^\infty W dt}.$$

В модели использовались константы скоростей плазмохимических реакций, которые ранее применялись при моделировании кинетики XeCl - и XeF -лазеров, кинетики бинарной смеси $\text{Kr}-\text{Xe}$, а также кинетики третьих континуумов ксенона (подробнее см. в [28]). В кинетической модели смеси $\text{Xe}-\text{He}$ учитывались 132 реакции. Система кинетических уравнений формировалась и численно решалась с помощью пакета программ ПЛАЗЕР [7, 22–24, 30].

4. Результаты расчетов

4.1. Условия генерации на Xe_2^*

Результаты расчетов характеристик послесвечения Xe - и $\text{He}-\text{Xe}$ -плазмы представлены на рис. 1–3. Расчеты проводились для разных давлений газа p , но при одина-

Отметим, что излучение Xe_2^ в послесвечении разряда рассматривалось также в недавней работе [29].

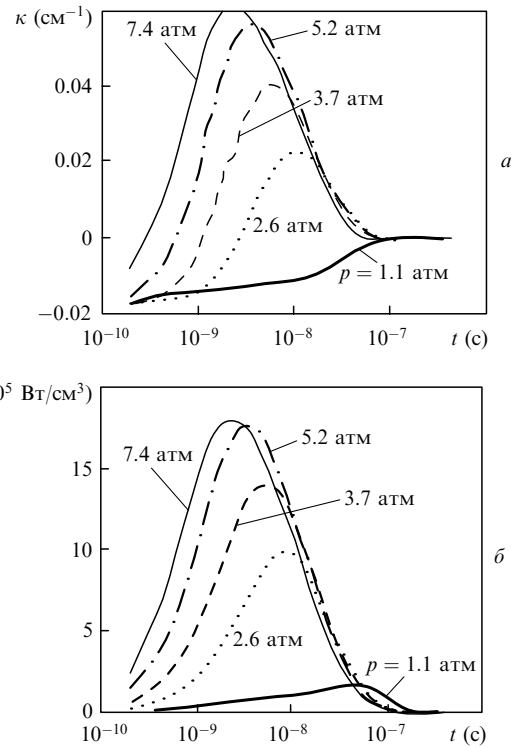


Рис.1. Временные зависимости коэффициента усиления κ (а) и удельной мощности спонтанного излучения Q (б) в чистом ксеноне на фотодиссоциативном переходе Xe_2^* с $\lambda \approx 172$ нм при различных давлениях.

ковом энергокладе (~ 74 мДж/см³), длительность импульса разряда была равна ~ 0.1 нс по основанию. Максимальная концентрация электронов в таких условиях составляла $\sim 2 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$.

Видно, что в чистом ксеноне усиление возникает лишь при $p > 1$ атм (рис.1,а). С ростом давления пиковое значение коэффициента усиления растет (рис.2), при этом уменьшаются характерное время существования усиления и время достижения пика усиления ($\sim 1 - 10$ нс). При

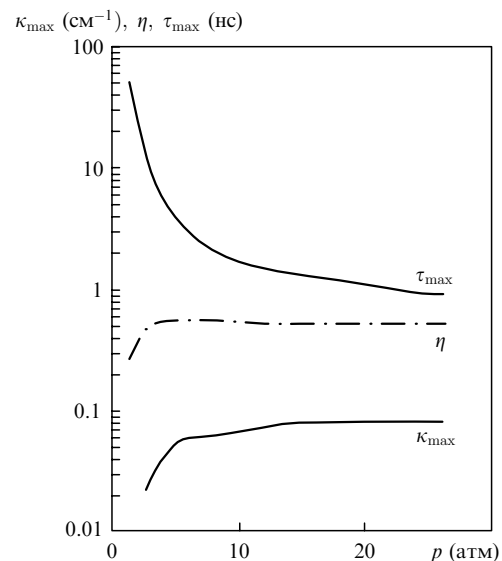


Рис.2. Зависимости от давления чистого ксенона пикового коэффициента усиления κ_{max} , эффективности преобразования введенной энергии в спонтанное излучение η и времени достижения пиковой мощности спонтанного излучения τ_{max} для перехода Xe_2^* с $\lambda \approx 172$ нм.

$p \approx 2$ атм коэффициент усиления равен $\sim 0.02 \text{ см}^{-1}$, что достаточно для возникновения генерации при длине активной среды $\sim 10 \text{ см}$.

Известно, что при пучковой накачке чистого ксенона генерация возникает при $p > 13$ атм. Дело в том, что при достаточной длительности накачки (50 – 100 нс) мощным электронным пучком происходит нагрев активной среды, что существенно повышает поглощение излучения за счет фотоассоциативных переходов, обратных лазерному переходу. Этот вопрос довольно подробно исследовался в [7, 21 – 24]. Используя разряд с субнаносекундным фронтом, можно существенно понизить порог генерации по давлению.

Разумеется, создание объемного разряда в плотном газе является сложной задачей ввиду высоких требований к крутизне фронта импульса напряжения. Однако в работах [27, 31] сообщается о том, что этого удалось достичь при давлении гелия до 6 атм и азота до 3 атм. Удалось также обеспечить удельный энерговыход $\sim 1 \text{ Дж/см}^3$ за время 5 нс [10]. Поэтому представляется реальным и создание объемного наносекундного разряда при давлении ксенона 2 атм и энерговыходе $\sim 0.1 \text{ Дж/см}^3$. Для того чтобы избежать ввода энергии в разряд после закорачивания электродов, можно использовать диэлектрический барьер на аноде, как это делается в эксилампах (см. ниже).

Для понижения рабочего давления ксенона целесообразно использовать в качестве буферного газа гелий. Расчеты показывают (рис.3), что при добавке 1 атм гелия к ксенону при таком же давлении уже обеспечивается положительный коэффициент усиления. Отметим, что коэффициенты усиления в чистом ксеноне выше, чем в смеси с гелием при тех же давлениях ксенона. Однако в чис-

том ксеноне сложнее обеспечить получение волны объемного разряда.

4.2. Об увеличении интенсивности лампы на переходах Xe_2^*

Как известно, в Xe_2^* -лампах на основе барьерных рядов при использовании катодов с малым радиусом кривизны (например, проволочки) достигнуты эффективности свыше 50 % [32, 33]. Экспериментальные [32 – 35] и теоретические [26, 35 – 37] исследования таких эксиламп позволяют сделать вывод о том, что объемная ионизация в них происходит именно за счет волны размножения электронов. Лишь после прохождения волны размножения реализуются закорачивание разрядного промежутка и квазистационарное накопление заряда на барьере [26]. Однако эти лампы работают при не очень высоких давлениях ($p = 100 - 200 \text{ Тор}$), поэтому длительность импульса накачки достаточно велика ($\sim 1 \text{ мкс}$).

Для некоторых приложений представляет интерес увеличить импульсную мощность данных эксиламп, сохранив их высокую среднюю эффективность. Расчеты показывают (рис.1,б), что для этого следует перейти к более высоким давлениям ($p > 1$ атм). При этом можно достичь мощности спонтанного излучения 1 МВт/см^3 при $p = 2$ атм. Следовательно, необходимо использовать импульсы напряжения с субнаносекундным фронтом.

Отметим, что согласно расчетам [28] эффективность преобразования вводимой энергии в энергию спонтанного излучения была высокой ($\eta \approx 50\% - 60\%$) при длинных импульсах накачки ($\sim 1 \text{ мкс}$) и не очень больших давлениях ($p = 100 - 200 \text{ Тор}$). При коротких импульсах ($\sim 0.1 \text{ нс}$), как следует из результатов проведенного здесь моделирования, для достижения высокой эффективности преобразования следует ориентироваться на более высокое давление газа ($p > 1$ атм) (рис.2). Отметим также, что согласно расчетам [28] оптимальная вкладываемая мощность увеличивается при уменьшении длительности импульса накачки. Эффективность излучения ламп слабо зависит от давления в случае, когда оно превышает оптимальное.

Наличие оптимума для давлений ~ 5 атм в данных расчетах связано с тушением возбужденных эксимерных состояний электронами. Характерное время тушения эксимерных состояний при концентрации электронов $\sim 2 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$ составляет 5 нс, время образования эксимеров при давлении 5 атм также примерно равно 5 нс. Кроме того, на сдвиг оптимума в область больших давлений (по сравнению с указанными выше $p = 100 - 200 \text{ Тор}$) некоторое влияние оказывает также нагрев газа, поскольку эффективность излучения снижается при увеличении температуры газа, последняя же уменьшается при увеличении давления. Так, при давлении 1 атм температура газа к концу импульса накачки поднимается от 300 К до значения, большего 400 К, а при давлении 20 атм она практически не меняется.

5. Заключение

Итак, в настоящей работе показано, что плазма, возникающая в послесвечении волны размножения разряда наносекундной длительности с субнаносекундным фронтом, может использоваться для создания различных плазменных лазеров, в том числе лазеров на димерах инертных газов. Кроме того, эти разряды перспективны

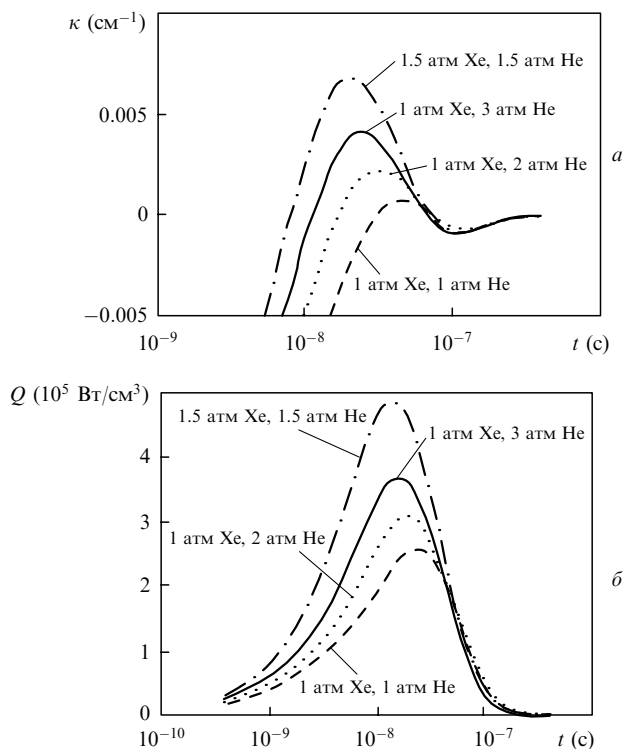


Рис.3. Временные зависимости коэффициента усиления κ (а) и удельной мощности спонтанного излучения Q (б) в смеси ксенона с гелием на фотодиссоциативном переходе Xe_2^* с $\lambda \approx 172 \text{ нм}$ при различных давлениях и составах смеси.

для создания эксиламп, дающих мощное импульсное спонтанное излучение.

Авторы признательны В.Ф.Тарасенко за полезные дискуссии.

Работа поддержана МНТЦ (проект № 2706).

1. Басов Н.Г., Богданкевич О.В., Данилычев В.А., Кашников Г.Н., Керимов О.М., Ланцев Н.П. *Кр. сообщ. физ.*, № 7, 68 (1970).
2. Basov N.G., Balashov E.M., Bogdankevich O.V., Danilychev V.A., Kashnikov G.N., Lantsov N.P., Khodkevich D.D. *J. Luminesc.*, **1-2** (3) 834 (1970).
3. Басов Н.Г., Данилычев В.А., Попов Ю.М., Ходкевич Д.Д. *Письма в ЖЭТФ*, **12** (10), 473 (1970).
4. Basov N.G., Danilychev V.A., Popov Yu.M. *Oyo Butsurei (Japan)*, **40** (9), 139 (1971).
5. Тарасенко С.И., Яковленко С.И. *Квантовая электроника*, **24** (12), 1145 (1997).
6. Молчанов А.Г. *Квантовая электроника*, **33** (1), 37 (2003).
7. *Энциклопедия низкотемпературной плазмы*. Под ред. В.Е.Форттова. Сер. Б. *Справочные приложения, базы и банки данных. Т. XI. Газовые и плазменные лазеры*. Под ред. С.И.Яковленко (М.: Наука, 2005).
8. Wataru Sasaki, Takahiro Shirai, Shoichi Kubodera, Junji Kawanaka, Tatsushi Igarashi. *Opt. Lett.*, **26** (8), 503 (2001).
9. Nakamura K., Ooguchi Y., Umegaki N., Goto T., Jitsuno T., Kitamura T., Takasaki M., Horiguchi S. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **4747**, 286 (2001).
10. Тарасенко В.Ф., Яковленко С.И. *УФН*, **174** (9), 953 (2004).
11. Яковленко С.И. *Письма в ЖТФ*, **30** (9), 12 (2004).
12. Яковленко С.И. *ЖТФ*, **34** (9), 47 (2004).
13. Яковленко С.И. *Письма в ЖТФ*, **31** (4), 76 (2005).
14. Tkachev A.N., Yakovlenko S.I. *Central Europ. J. Phys.*, **2** (4), 579 (2004) (www.cesj.com/physics.html).
15. Tarasenko V.F., Yakovlenko S.I. *Physica Scripta*, **72** (1), 41 (2005).
16. Костыря И.Д., Орловский В.М., Тарасенко В.Ф., Ткачев А.Н., Яковленко С.И. *Письма в ЖТФ*, **31** (11), 19 (2005).
17. Костыря И.Д., Орловский В.М., Тарасенко В.Ф., Ткачев А.Н., Яковленко С.И. *ЖТФ*, **75** (7), 65 (2005).
18. Бабич Л.П. *УФН*, **175** (10), 1069 (2005).
19. Тарасенко В.Ф., Яковленко С.И. *УФН*, **176**, 793 (2006).
20. Тарасенко В.Ф., Яковленко С.И. *Препринт ИОФ РАН № 43* (М., 2006).
21. Гудзенко Л.И., Яковленко С.И. *Плазменные лазеры* (М.: Атомиздат, 1978).
22. Плазменные лазеры видимого и ближнего УФ диапазонов. *Труды ИОФАН*, **21** (1987).
23. Yakovlenko S.I. *Laser Physics*, **1** (6), 565 (1991).
24. Яковленко С.И. В сб.: *Энциклопедия низкотемпературной плазмы*. Под ред. В.Е. Форттова (М.: Наука, Вводный том IV, с. 262–291).
25. Тарасенко В.Ф., Яковленко С.И., Орловский В.М., Ткачев А.Н. *Письма в ЖТФ*, **30** (8), 68 (2004).
26. Tkachev A.N., Yakovlenko S.I. *Laser Phys.*, **13** (11), 1345 (2003).
27. Алексеев С.Б., Губанов В.П., Костыря И.Д., Орловский В.М., Скакун В.С., Тарасенко В.Ф. *Квантовая электроника*, **34** (11), 1007 (2004).
28. Boichenko A.M., Yakovlenko S.I., Tarasenko V.F. *Laser and Particle Beams*, **18** (4), 655 (2000).
29. Lo D., Shangguan C., Kochetov I.V., Napartovich A.P. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **38**, 3430 (2005).
30. Boichenko A.M., Tarasenko V.F., Yakovlenko S.I. *Laser Phys.*, **10** (6), 1159 (2000).
31. Алексеев С.Б., Орловский В.М., Тарасенко В.Ф., Ткачев А.Н., Яковленко С.И. *ЖТФ*, **35** (12), 89 (2005).
32. Vollkommer F., Hitzschke L. *Proc. 8th Int. Symp. on Science & Technology of Light Sources* (Greifswald, Germany, 1998, pp 51–60).
33. Kogelschatz U. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **5483**, 272 (2004).
34. Arnold E., Lomaev M.I., Skakun V.S., Tarasenko V.F., Tkachev A.N., Shitts D.V., Yakovlenko S.I. *Laser Phys.*, **12** (9), 1227 (2002).
35. Arnold E., Lomaev M.I., Lisenko A.A., Skakun V.S., Tarasenko V.F., Tkachev A.N., Shitts D.V., Yakovlenko S.I. *Laser Phys.*, **14** (6), 809 (2004).
36. Tkachev A.N., Yakovlenko S.I. *Laser Phys.*, **12** (7), 1022 (2002).
37. Ткачев А.Н., Яковленко С.И. *ЖТФ*, **73** (2), 56 (2003).